

· 处理技术 ·

可控震源地震数据子波最小相位化方法

高少武*^{①②} 魏庚雨^③ 赵波^② 贺振华^①

(^①成都理工大学,四川成都 610059;^②东方地球物理公司物探技术研究中心,河北涿州 072750;

^③东方地球物理公司研究院,河北涿州 072750)

高少武,魏庚雨,赵波,贺振华.可控震源地震数据子波最小相位化方法.石油地球物理勘探,2009,44(6):685~689

摘要 本文从可控震源地震记录采集时使用的扫描信号参数出发,计算可控震源扫描信号,再将可控震源扫描信号进行自相关求出可控震源零相位子波。然后利用可控震源零相位子波,求出将零相位子波转化为最小相位子波的转换算子。最后利用该转换算子,将可控震源零相位子波转化为最小相位子波,实现了把可控震源零相位震源子波的地震记录转化为最小相位震源子波的地震记录的功能。

关键词 可控震源数据 零相位 最小相位 地震子波 相位转换

1 引言

鉴于在地震数据采集过程中使用炸药震源激发造成对环境的污染和对土壤的破坏,因此在陆上地震采集中越来越多地使用可控震源激发。可控震源激发采集的地震数据经过自相关处理后的子波具有零相位特征,而通常炸药震源激发的子波被认为是最小相位的,两者之间明显存在相位差异。在地震数据处理过程中,需要将两种数据进行匹配。此外在包括反褶积在内的地震数据处理中,都要求地震数据中子波是最小相位的,为此在反褶积之前首先要把可控震源零相位震源子波的地震数据转化为最小相位震源子波的地震数据。目前国内主要地震数据处理软件中并没有把可控震源零相位震源子波的地震数据转化为最小相位震源子波的地震数据的模块。对于可控震源零相位震源子波的地震数据,通常使用子波整形实现这一功能处理,或者直接进行反褶积处理。子波整形并不能保证处理后的子波就是最小相位子波,从而影响反褶积的效果。由于现今可控震源激发采集的地震数据日趋增多,因此有必要开发研制出把可控震源零相位震源子波的地震数据转化为最小相位震源子波的地震数据的模块。

2 方法原理

可控震源地震数据的子波最小相位化就是把叠前可控震源零相位子波地震数据变换成最小相位子波地震数据。假定可控震源地震数据的扫描信号为线性升频扫描信号,其数学表达式^[1]为

$$s(t) = A(t) \sin 2\pi f_i t \quad (1)$$

其中

$$f_i = f_l + \frac{f_u - f_l}{2T} t \quad (2)$$

$$A(t) = \begin{cases} \frac{A}{T_1} t & 0 \leq t \leq T_1 \\ A & T_1 \leq t \leq T - T_2 \\ \frac{A}{T_2} (T - t) & T - T_2 \leq t \leq T \end{cases} \quad (3)$$

其中: $s(t)$ 为可控震源扫描信号; f_l 为可控震源扫描信号的起始频率(Hz); f_u 为可控震源扫描信号的终止频率(Hz); f_i 为可控震源扫描信号的瞬时频率(Hz); T 为可控震源扫描信号的扫描持续时间(ms); T_1 为可控震源扫描信号的起始段镶边斜坡持续时间(ms); T_2 为可控震源扫描信号的终止段镶边斜坡持续时间(ms); A 为可控震源扫描信号的扫描振幅。

可控震源零相位子波是可控震源扫描信号的自

* 河北省涿州市东方地球物理公司物探技术研究中心,072751

本文于2008年2月28日收到。

相关,即

$$\omega(t) = \int_0^T s(\tau)s(t+\tau)d\tau \quad (4)$$

其中: $\omega(t)$ 为可控震源子波,它是一个长度很长的零相位子波。这样由方程(4)得到一个简单的、有限长的、单一的可控震源零相位地震子波序列 $\{b_i\}$,可表示为

$$\{b_0, b_1, b_2, \dots, b_N\} \quad (5)$$

其中 $(N+1)$ 为子波长度(序列点数)。式(5)的 Z 变换为

$$B_N(z) = \sum_{n=0}^N b_n z^{-n} \quad (6)$$

对应的特征方程为

$$\sum_{n=0}^N \frac{b_n}{b_0} z^{-n} = 0 \quad (7)$$

特征方程对应 N 个根,绝对值从小到大依次排列为

$$\{\hat{b}_1, \hat{b}_2, \hat{b}_3, \dots, \hat{b}_N\} \quad (8)$$

可以将根分成两部分:第一部分是根的绝对值小于或者等于1,即

$$|\hat{b}_i| \leq 1 \quad 1 \leq i \leq K \quad (9)$$

其中 K 是 Z 平面上单位圆内和单位圆上特征方程根的总个数;第二部分是根的绝对值大于1,即

$$|\hat{b}_{K+i}| > 1 \quad 1 \leq i \leq M \quad (10)$$

其中 M 是 Z 平面上单位圆外特征方程根的总个数,且 $M+K=N$ 。

运用特征方程对应的根,可以把可控震源零相位地震子波序列的 Z 变换表示为

$$B_N(z) = H_{ap}(z)W_N(z) \quad (11)$$

其中

$$W_N(z) = b_0 \prod_{i=1}^M (-\hat{b}_{K+i}) \prod_{i=1}^K (1 - \hat{b}_i z^{-1}) \times \prod_{i=1}^M \left(1 - \frac{1}{\hat{b}_{K+i}^*} z^{-1}\right) \quad (12)$$

$$H_{ap}(z) = \prod_{i=1}^M \frac{\left(z^{-1} - \frac{1}{\hat{b}_{K+i}}\right)}{\left(1 - \frac{1}{\hat{b}_{K+i}^*} z^{-1}\right)} \quad (13)$$

式中: $W_N(z)$ 为零相位可控震源地震子波对应的最小相位子波的 Z 变换,是由 Z 平面上单位圆内和单位圆上特征方程的根 $\hat{b}_i (1 \leq i \leq K)$ 与单位圆外的根 $\hat{b}_{K+i} (1 \leq i \leq M)$ 映射到单位圆内 $\frac{1}{\hat{b}_{K+i}^*} (1 \leq i \leq M)$ 组成。由于 $|\hat{b}_i| \leq 1 (1 \leq i \leq K)$ 和 $\left|\frac{1}{\hat{b}_{K+i}^*}\right| < 1 (1 \leq i \leq$

$M)$,而第一项和第二项是常数项。 $H_{ap}(z)$ 是由 Z 平面上单位圆外的根 $\hat{b}_{K+i} (1 \leq i \leq M)$ 组成的振幅谱为1的一个纯相位因子,称为映射传递函数因子。由于映射传递函数因子的振幅谱在所有频率下均为1,因此它是一个全通系统,即可以通过把特征方程单位圆外的根映射到单位圆内,同时保持映射传递函数因子的幅度相同,从而实现把可控震源零相位地震子波转变成最小相位子波。也就是说,通过以上分析可以把可控震源零相位地震子波序列 $B_N(z)$ 分解为一个最小相位子波序列 $W_N(z)$ 和一个纯相位因子序列 $H_{ap}(z)$ 。

由此可见可控震源零相位子波最小相位化就是构造一个纯相位校正因子,消除映射传递函数因子 $H_{ap}(z)$ 的影响。在理想情况下,可以认为纯相位校正因子就是映射传递函数因子的倒数,即

$$H(z) = \frac{1}{H_{ap}(z)} = \prod_{i=1}^M \frac{\left(1 - \frac{1}{\hat{b}_{K+i}} z^{-1}\right)}{\left(z^{-1} - \frac{1}{\hat{b}_{K+i}}\right)} \quad (14)$$

其中: $H(z)$ 是构造的纯相位校正因子,完全由 Z 平面上单位圆外特征方程的根 $\hat{b}_{K+i} (1 \leq i \leq M)$ 组成。如果已知特征方程单位圆外的根 \hat{b}_{K+i} ,可通过式(14)构造出纯相位校正因子 $H(z)$ 。运用时间域的褶积与递归实现纯相位因子转换,把可控震源零相位地震子波转换为最小相位子波,把可控震源零相位地震子波的地震数据转换为最小相位地震子波的地震数据。

在可控震源零相位子波地震数据最小相位化转换过程中涉及到的子波极性问题,在处理中遵从SEG的子波极性标准^[3]。即对于一个正反射系数而言,零相位子波的中心是波峰,而最小相位子波开始于向下起跳的位置。

3 数据试算

模拟可控震源扫描信号的扫描长度为12000ms,可控震源扫描信号起始段和终止段镶边斜坡的持续长度均为500ms,可控震源扫描信号的起始和终止频率分别为12Hz和50Hz,子波长度为300ms,可控震源扫描信号的扫描振幅为2000,地震数据采样间隔为2ms,生成的可控震源扫描信号如图1所示。对可控震源扫描信号进行自相关,得到

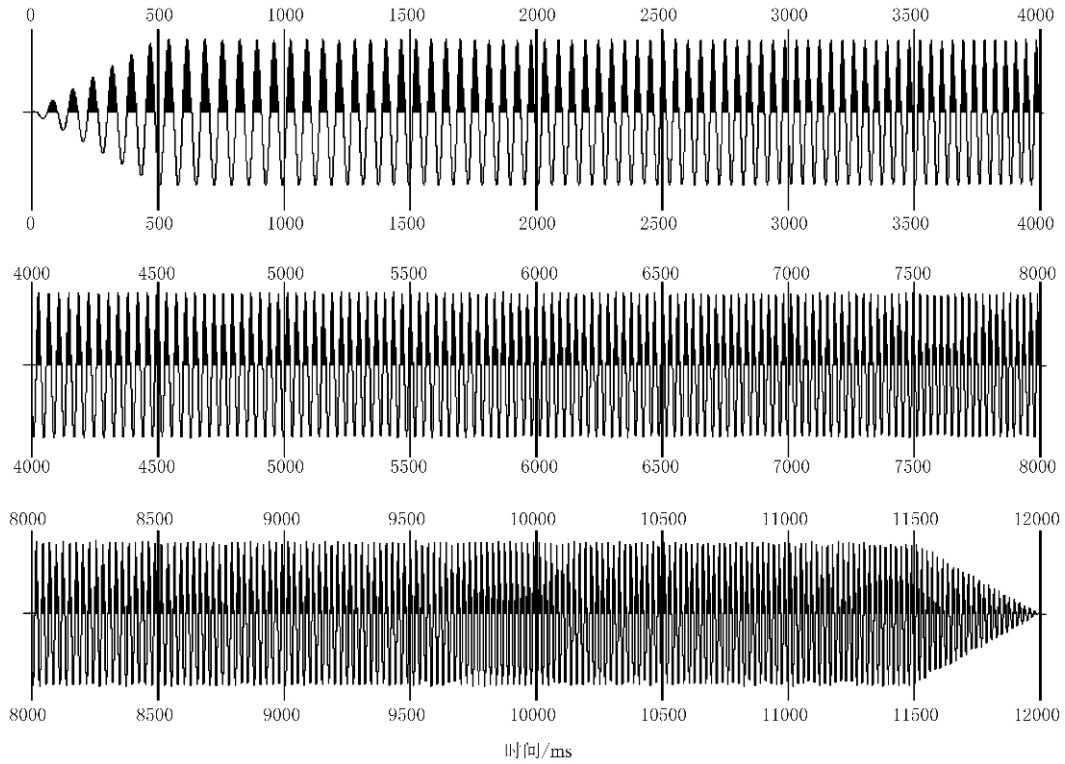


图 1 可控震源扫描信号

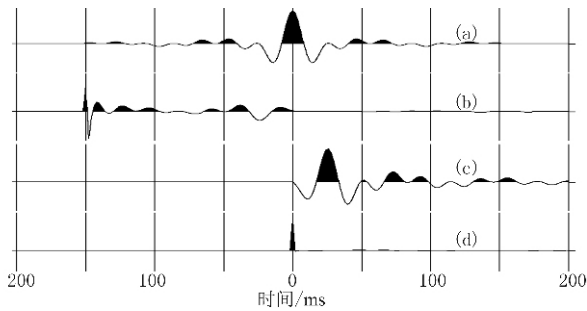


图 2 子波及反褶积对比

(a)可控震源零相位子波;(b)可控震源零相位子波的反褶积结果;(c)零相位子波最小相位化子波;(d)最小相位子波的反褶积结果

了可控震源零相位子波。图 2 为零相位和最小相位子波以及反褶积结果对比。其中:图 2a 是零相位子波;图 2b 是零相位子波反褶积结果;图 2c 是对零相位子波最小相位化后的最小相位子波,图 2d 是最小相位子波反褶积后的结果。图 3 是零相位子波和最小相位子波振幅谱的对比。其中:图 3a 是零相位子波振幅谱,图 3b 是最小相位子波振幅谱。由图 2 和图 3 可以看出,经过最小相位化处理后的子波是最小相位子波。

图 4 为合成记录对比。其中:图 4a 是反射系数序列,图 4b 是应用图 2a 的零相位子波制作的合成

记录,图 4c 是对合成记录进行最小相位化后的最小相位子波记录。

图 5 为实际数据对比,图 5a 是可控震源激发且经过互相关后的零相位子波记录;图 5b 是对可控震源记录互相关后的零相位子波最小相位化后的最小相位子波记录;图 5c 是与图 5a 可控震源位置相对应的炸药震源子波记录。显然经过最小相位化后,可控震源最小相位子波记录的信噪比和分辨率明显好于可控震源零相位子波记录,且可控震源子波记

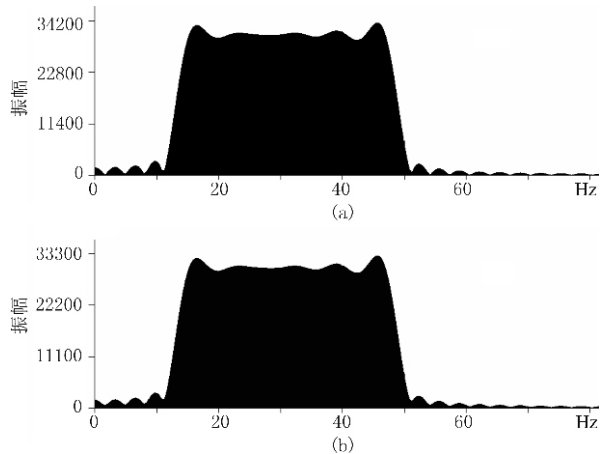


图 3 子波振幅谱对比

(a)可控震源零相位子波;(b)最小相位子波

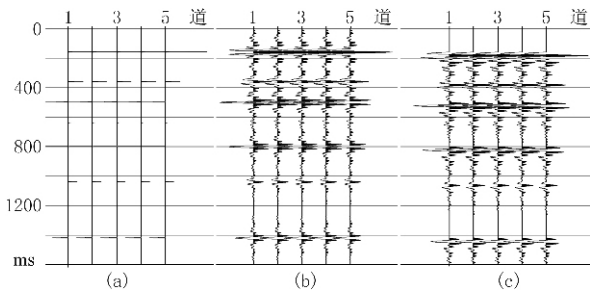


图4 合成数据对比

(a)反射系数序列；(b)可控震源零相位子波合成记录；
(c)最小相位子波记录

录与炸药震源子波记录相位一致。图 6a 是可控震源激发且互相关后的零相位子波叠加记录,图 6b 是 OMEGA 系统对叠前记录最小相位化后的最小相位子波叠加记录,图 6c 是 GEOEAST/GRISYS 系统对叠前数据最小相位化后的最小相位子波叠加记录。由图 6 可见,本方法与 OMEGA 系统处理结果相当,但在局部细节上优于 OMEGA 系统,究其主要原因在于 OMEGA 系统对最小相位化算子进行滤波、平滑处理,本方法对转换算子并未做任何处理。

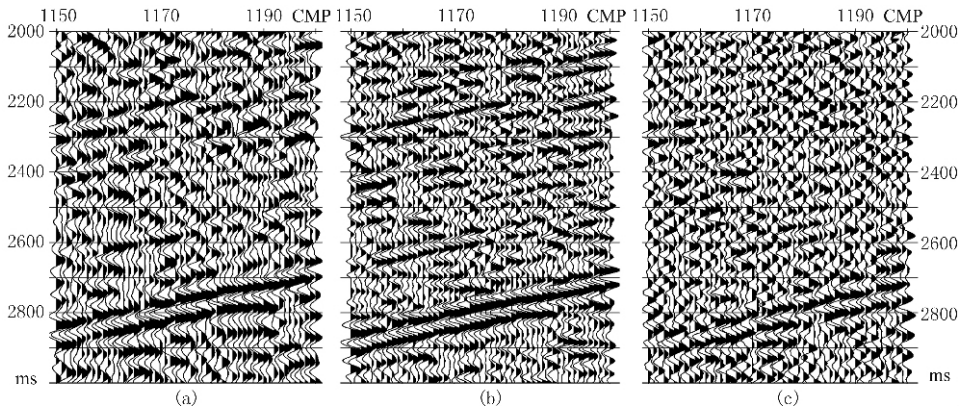


图5 实际炮集数据对比

(a)可控震源零相位子波记录；(b)子波最小相位化后记录；(c)与图(a)对应的炸药震源子波记录

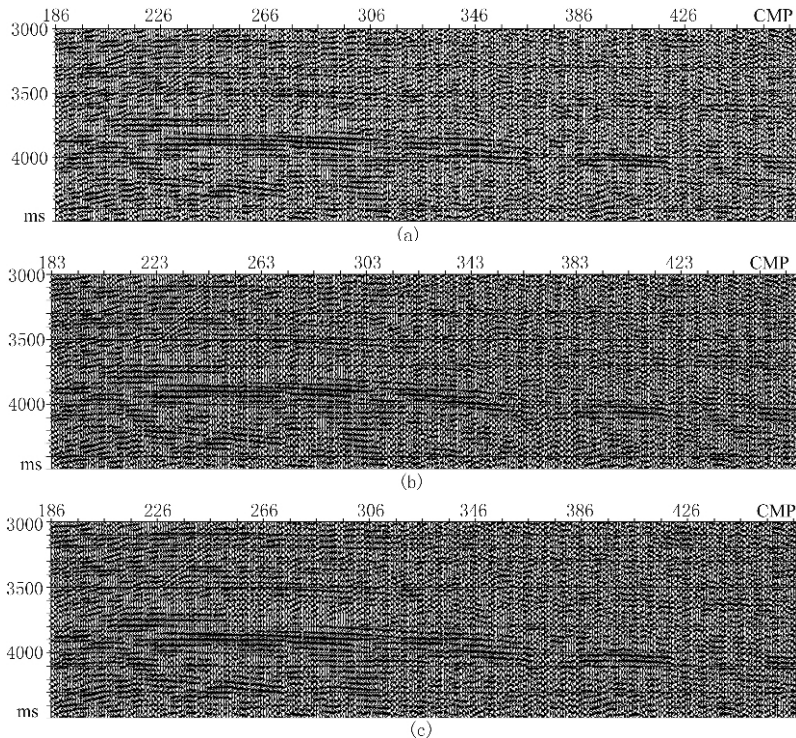


图6 叠加记录对比

(a)可控震源零相位子波叠加记录；(b)OMEGA 最小相位子波叠加记录；(c)GEOEAST/GRISYS 最小相位子波叠加记录

4 结束语

通过理论数据和实际数据的试算,并与 OMEGA 系统处理的数据进行对比,说明本方法正确、有效而且可行。该模块的开发与研制,弥补了 GEOEAST 地震数据解释一体化系统和 GRISYS 地震数据处理系统可控震源地震数据最小相位化的缺陷,完善了两大数据处理系统的功能。

本文的可控震源地震数据零相位子波最小相位化方法,是可控震源零相位子波地震数据转化为最小相位地震数据有效的途径,本方法用 GRISYS 和 GEOEAST 系统分别实现了零相位震源子波的地震数据转化为最小相位震源子波的地震数据的功能;本文方法对可控震源地震数据零相位子波的相位进行处理,而不改变数据的振幅谱,并且处理后的记录子波一定是最小相位的,从而为反褶积等地震数据处理提供了合适的输入地震数据;此法既可以把可控震源激发采集的零相位地震记录转化为最小相位震源子波的地震记录,也可以实现把零相位子波转化为最小相位子波;此法既可以用于叠前处理,

也可以用于叠后处理。

在模块的开发与研制过程中,得到了物探技术研究中心领导及方法研究部与项目管理部的领导的重视和支持;副总工程师李合群审阅了全文;软件产品测试部的薛宁和祝树云提供了实际可控震源地震数据,对 GEOEAST 模块进行集成测试并与 OMEGA 系统处理的数据进行对比,且为模块的完善提出了许多宝贵意见。在此对他们表示衷心的感谢。

参考文献

- [1] Sheriff A J and Kim W H. The effect of harmonic distortion in the use of vibratory surface source. *Geophysics*, 1970, 35(2): 234~246
- [2] A V 奥本海姆等著,黄建国等译. 离散时间信号处理. 北京:科学出版社,1998
- [3] Robert E Sheriff. *Encyclopedic Dictionary of Exploration Geophysics*. Third Edition, US: SEG, 1991: 224~226
- [4] 熊翥. 地震数据数字处理应用技术. 北京:石油工业出版社,1993
- [5] 俞寿朋. 相位谱及其计算. 石油地球物理勘探, 1981, 16(5): 1~14
- [6] 程乾生. 信号数字处理的数学原理. 北京:石油工业出版社,1979

(本文编辑:金文昱)

(上接第 674 页)

(2) 裂隙介质顶、底界面都会对纵波的振幅产生影响,方位角为 0° 时反射波振幅最大,方位角为 90° 时振幅变得最小,且炮检距越大振幅的变化速度也越大。

(3) 由数学模型计算的反射系数和实验提取的振幅值变化趋势一致,证明通过地震资料预测裂缝的可行性。

参考文献

- [1] Mallick S, Frazer L N. Reflection/ Transmission coefficients and azimuthal anisotropy in marine seismic studies. *Geophysics*, 1991, 56(1): 241~252
- [2] Ruger A. P-wave reflection coefficients for transversely isotropic models with vertical and horizontal axis of symmetry. *Geophysics*, 1997, 62(3): 713~721
- [3] Ruger A. Variation of P-wave reflectivity with offset and azimuth in anisotropic media. *Geophysics*, 1998, 63(2): 692~706
- [4] Gray D, Head K. Fracture detection in Manderson field: A 3-D AVAZ case history. *The Leading Edge*, 2000, 19(11): 1214~1221
- [5] 乐绍东. AVA 裂缝检测技术在川西 JM 构造的应用.

- 天然气工业, 2004, 24(1): 22~24
- [6] 郝守玲等. EDA 介质的 P 波方位各向异性——物理模型的研究. 石油地球物理勘探, 1998, 33(增刊 2): 54~62
- [7] 刘洋,董敏煜. 各向异性介质中的方位 AVO. 石油地球物理勘探, 1999, 34(3): 261~267
- [8] 李国发等. 利用三维地震资料勘探纵波方位振幅随偏移距变化技术检测煤田裂缝. 科学通报, 2005, 50(增刊 1): 138~142
- [9] 李磊. 横向各向同性介质 Thomsen 近似公式的适用范围. 石油物探, 2008, 47(2): 117~122
- [10] 苏魏,陈树民等. 各向异性介质弹性波场成像的 Thomsen 参数影响研究与分析. 大庆石油地质与开发, 2007, 26(2): 123~126
- [11] Chang Y and Chang C. The line singularities of the body waves in anisotropic media: Physical modeling result. *Expanded Abstracts of 70th SEG Mtg*, 2000, 2468~2471
- [12] Chang Y and Chang C. Laboratory results for the features of body-wave propagation in a transversely isotropic media. *Expanded Abstracts of 71st SEG Mtg*, 2001, 1921~1924
- [13] 魏建新. 正交各向异性介质波场特性的物理模拟研究 [博士学位论文]. 北京:中国石油大学(北京), 2003

(本文编辑:刘勇)